

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«НОВОСИБИРСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ

УНИВЕРСИТЕТ» (НОВОСИБИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ, НГУ)

Факультет: **ФИЗИЧЕСКИЙ**

Кафедра: **ФИЗИКИ ПЛАЗМЫ**

Направление подготовки **03.04.02 ФИЗИКА**

Образовательная программа: **МАГИСТРАТУРА**

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА

Шишкина Егора Анатольевича

(Фамилия, Имя, Отчество автора)

Тема работы

Источник пучка ионов водорода для калибровки систем диагностики плазмы

«К защите допущена»

Беклемишев А. Д.

к.ф.-м.н., в.н.с.,

ИЯФ СО РАН

...../.....

(фамилия И., О.) / (подпись, МП)

«.....».....20...г.

Колмогоров А. В.

к.ф.-м.н., н.с.,

ИЯФ СО РАН

...../.....

(фамилия И., О.) / (подпись, МП)

«.....».....20...г.

Дата защиты: «.....».....20...г.

Новосибирск, 2021

Содержание

1. Введение	3
1.1 Постановка задачи.....	3
2. Принцип работы источника	4
3. Моделирование	6
3.1. Электронный ток.....	6
3.2. Эффективность ионизации электронами.....	8
3.2.1. Определение длины свободного пробега.....	9
3.3. Эффективность источника ионов.....	10
3.4. Моделирование газовых условий в источнике.....	15
3.4.1. Численная оценка.....	15
3.4.2. Численное моделирование	16
3.5. Транспортировка пучка.....	19
4. Экспериментальное изучение работы источника	22
5. Заключение	29
Список литературы	30

1. Введение

Для демонстрации возможности получения положительного выхода энергии и отработки необходимых технологий для строительства термоядерных станций в будущем служит установка ИТЭР. Это высокотехнологическая установка, основная идея которой заключается в инициации и поддержании реакции термоядерного синтеза. Для калибровки датчиков, измеряющих потоки нейтральных частиц, покидающих плазму, используются источники ионов, создающие эквивалентные потоки. В данной работе описана разработка и экспериментальное изучение стационарного источника ионов водорода, созданного в Институте ядерной физики.

1.1. Постановка задачи

Источник пучка ионов водорода предназначен для калибровки датчиков, таких, как анализаторы нейтральных частиц, болометры и т.д. используемых в плазменных экспериментах с высокой температурой ионов.

Параметры источника:

1. ток пучка ≤ 100 мкА.
2. напряжение ускоряющей системы – $3 \div 60$ кВ.
3. Размер пучка в фокусе ~ 5 мм.
4. Длительность импульса – непрерывно.

Также к источнику выдвигаются требования по безопасности эксплуатации, надежности, стабильности и доступным комплектующим.

Для удовлетворения вышеперечисленных условий был выбран источник пучка ионов, основанный на лампе Байарда-Альперта, разработке и изучению которого посвящена данная работа.

2. Принцип работы источника

Источник построен на основе ионизационной измерительной лампы Байарда-Альперта, предназначенной для измерения давления ниже 1 мторр. Для работы в качестве источника ионов, применялась следующая электрическая схема (рис. 1).

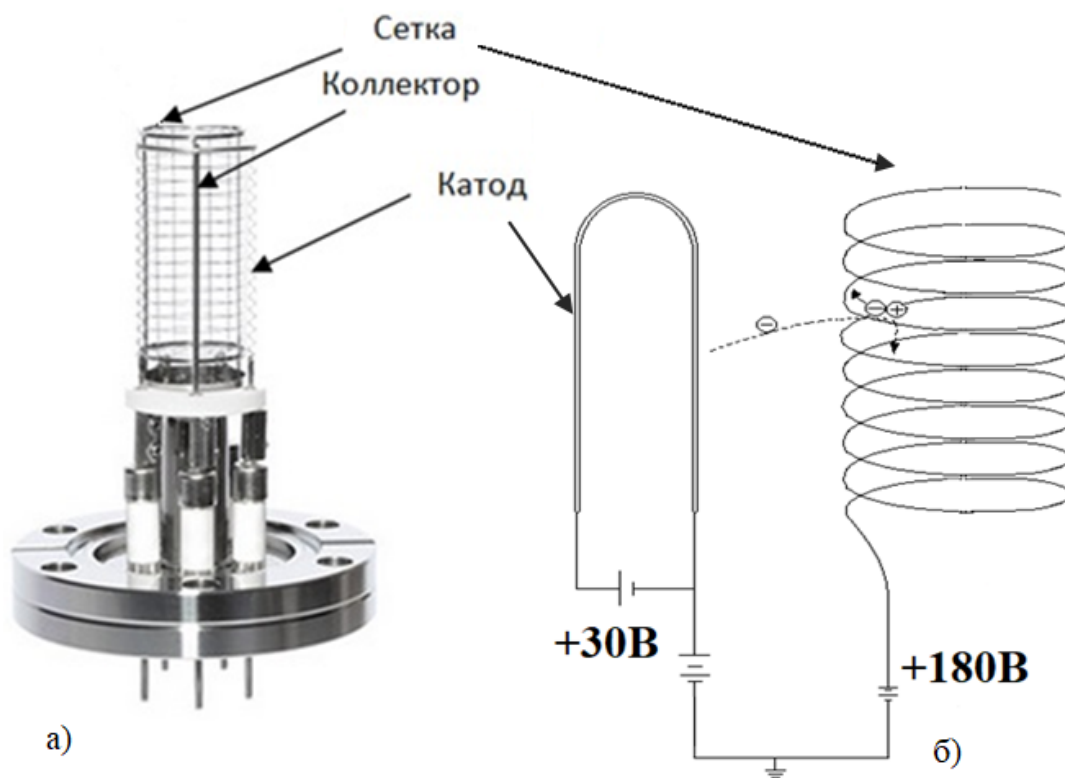


Рис.1а) Лампа Байарда-Альперта б) Электрическая схема

Лампа Байарда-Альперта имеет катод, состоящий из двух нитей накала, изготовленных из иридия, покрытого оксидом тория (ThO_2Ir). Данный материал выдерживает большие температуры и обладает значительной эмиссионной способностью, кроме того, он устойчив к скачкам давления, значительно превышающим рабочий диапазон лампы.

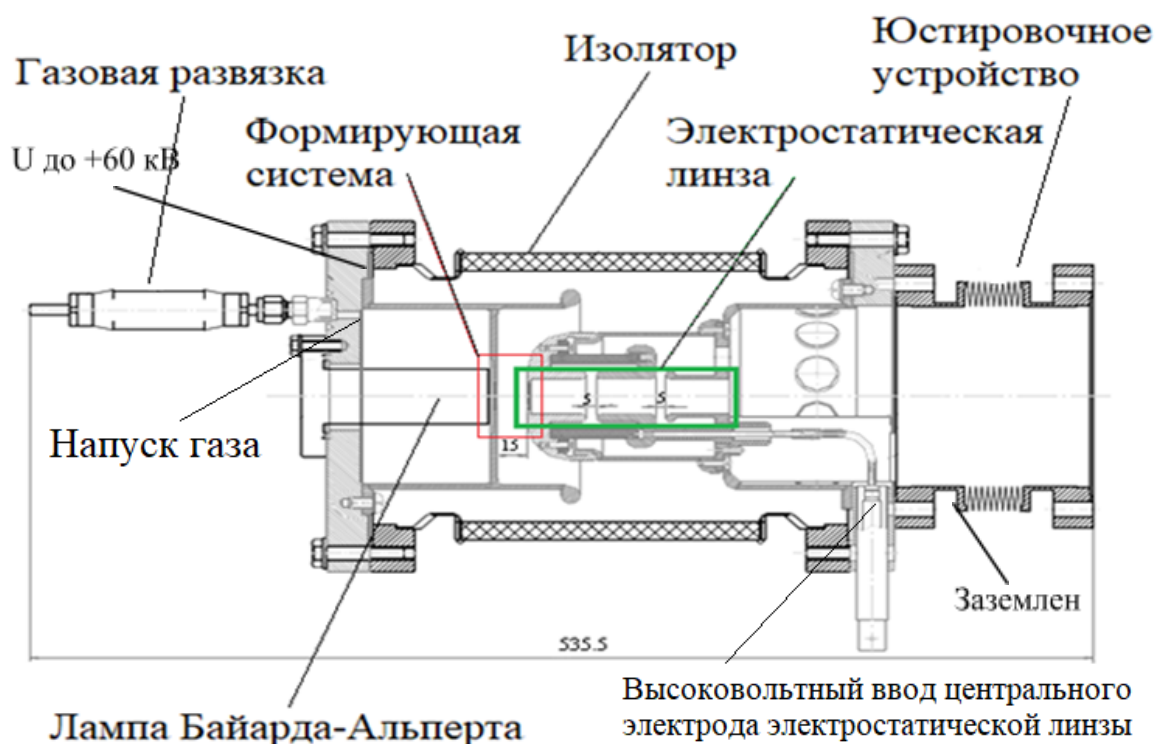


Рис. 2. Схема источника.

Схема источника показана на рис. 2. В камеру источника напускается водород. Затем происходит ионизация водорода электронным ударом. Источником электронов в данном случае служит катод лампы Байарда-Альперта.

Формирующая система создает электрическое поле, ускоряющее ионы из источника плазмы. Устроена она следующим образом: плазменный электрод находится под положительным потенциалом. Противоположный ему электрод заземлен. Электроды системы разделены между собой высоковольтным изолятором, изготовленным из алюминиевой керамики. Для управления размером пучка используется электростатическая линза, к центральному электроду которой прикладывается фокусирующее напряжение.

3. Моделирование

В данном параграфе описаны процессы, происходящие в камере установки, и приведены оценки характерных параметров пучка: ток пучка, его элементный состав и т.д.

3.1. Электронный ток

На катод лампы Байарда-Альперта подается смещение 30 В, относительно корпуса плазменной камеры. Электроны, эмитируемые накаливаемым катодом, устремляются в область большего потенциала, создаваемого сеткой, к которой приложен потенциал 180 В относительно корпуса. Свободные электроны, двигаясь в объеме лампы, на своем пути ионизируют молекулы водорода, в результате чего образуют положительно заряженные ионы, которые, вылетая из отверстия, расположенного в торце лампы, ускоряются вытягивающей системой и далее фокусируются электростатической линзой.

Чтобы вычислить величину потока ионов из источника, необходимо оценить:

1. Эмиссию электронов с катода лампы Байарда-Альперта и последующую ионизацию водорода электронным ударом.
2. Эффективность использования полученных ионов вылета частиц из торца лампы.

Зависимость тока эмиссии с катода можно оценить с помощью формулы Ричардсона-Дешмана:

$$j = AT^2 e^{-e\phi/kT},$$

где j – ток эмиссии, A – термоэлектрическая постоянная, T – абсолютная температура катода, k – постоянная Больцмана. Величина работы выхода электрона из катода $e\phi=2,5$ эВ, табличное значение работы выхода материала,

покрывающего катод (катоды выполнены из иридия, покрытого оксидом тория (ThO₂Ir)).

И закон Стефана-Больцмана:

$$W = \sigma T^4,$$

где σ – постоянная Стефана-Больцмана, T – абсолютная температура.

Эти зависимости представлены на рисунках ниже:

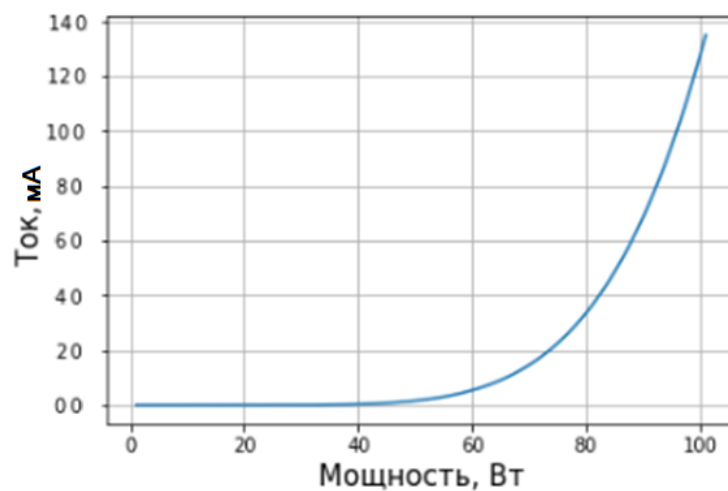


Рис.3. Ток электронной эмиссии с катода лампы Байарда-Альперта в зависимости от приложенной мощности.

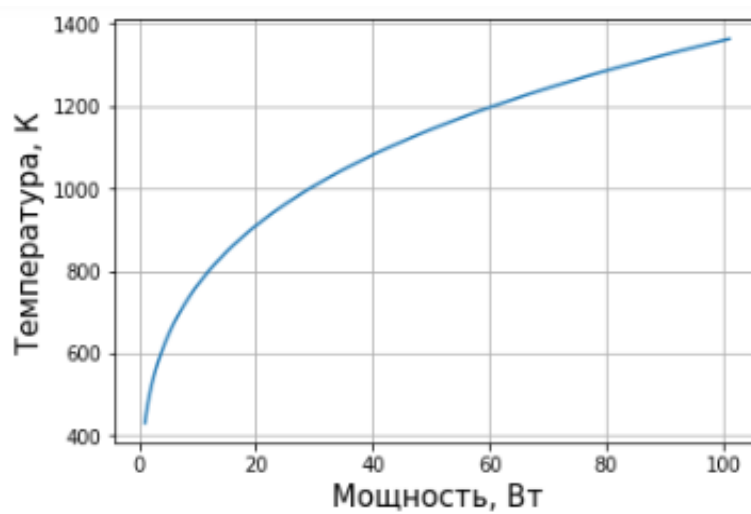


Рис. 4. Температура катода лампы Байарда-Альперта, в зависимости от приложенной мощности.

Характерная мощность накала в эксперименте составила 60 Вт. Соответственно, из приведенных выше зависимостей (Рис. 3 и 4 соответственно) видно, что ток электронов с катода при мощности 60 Вт составляет ~10 мА, при температуре катода 1200° К.

3.2. Эффективность ионизации электронами

Доля ионизованных частиц была найдена по следующей формуле:

$$n_i = P n_e \epsilon l,$$

где n_i – общее число ионов, образованное n_e электронами, ϵ – эффективность ионизации, т.е. число положительных ионов, образуемых ионизирующей частицей на пути 1 см и давлении 1 торр. Величина эффективности взята из табличных данных (рис. 5). P – давление в камере лампы. l – длина свободного пробега электрона в объеме лампы.

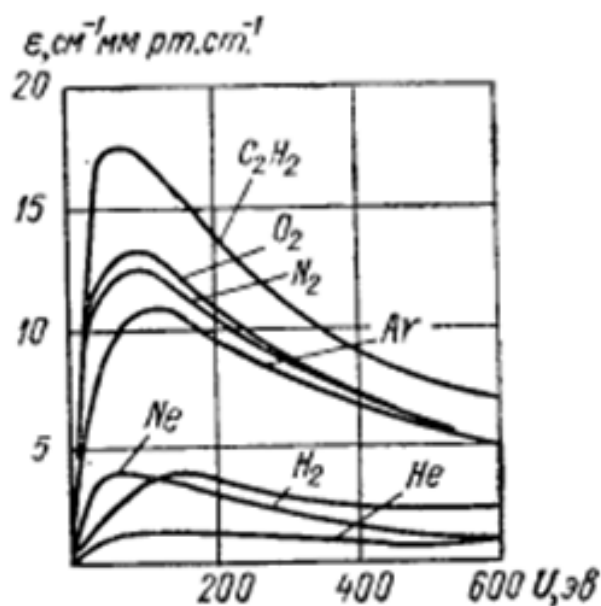


Рис. 5. Эффективность ионизации.

3.2.1. Определение длины свободного пробега электрона в объеме лампы

Используя формулу $\ell=1/\sigma n$ и значения сечения $\sigma=10^{-16}$ см² и концентрации $n= 10^{14}$ см⁻³ (характерное значение концентрации для нашего случая) получаем характерное значение величины свободного пробега $\ell \sim 1$ м.

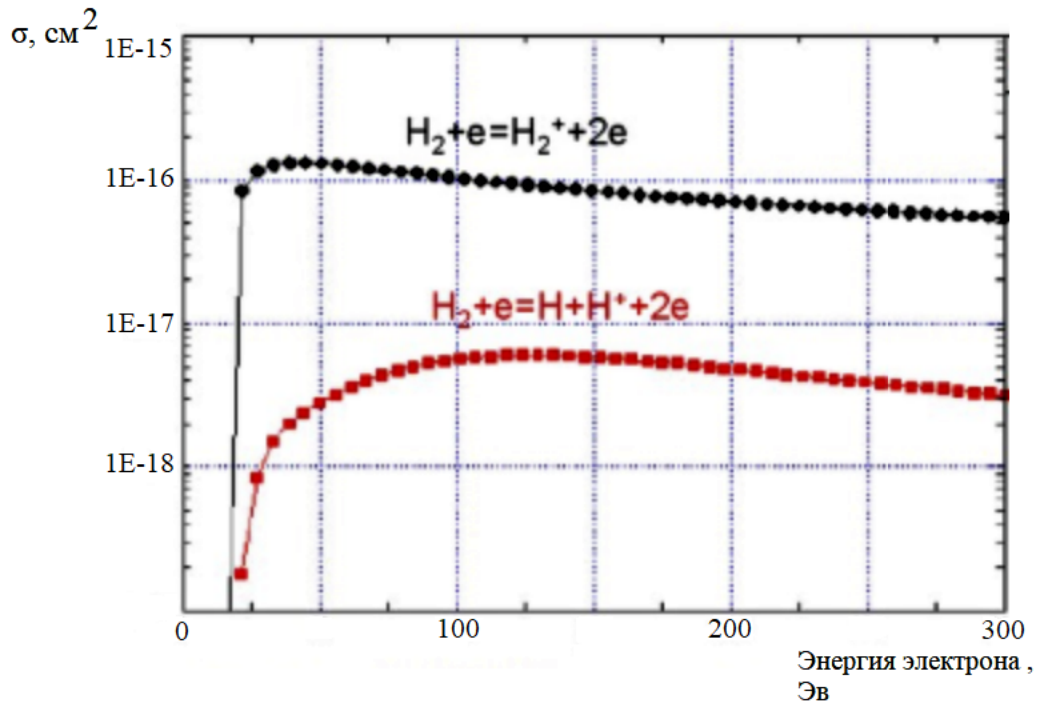


Рис. 6. Сечения ионизации водорода электронным ударом.

Характерная величина свободного пробега с учетом того, что электроны захватываются анодом (сеткой) была найдена следующим образом: толщина сетки 0,5 мм, шаг сетки 3 мм, таким образом, вероятность захвата электрона сеткой (при одном пролете) $p=0,5/3=0,17$. Диаметр сетки $d\sim 2$ см, соответственно электрон совершит $\ell/d=50$ пролетов. Вероятность хотя бы одного попадания электрона на сетку можно оценить по формуле Бернулли:

$$p(k \geq 1) = 1 - p(k < 1) = 1 - C_n^k p^k (1 - p)^{n-k},$$

где n – число пролетов, k – число захватов сеткой, p – вероятность захвата сеткой при единичном пролете.

Рассмотрим вероятность столкновения при $n=6$ и вычислим вероятность по формуле, приведенной выше. Следовательно, можно утверждать, что за 6 пролетов частица с вероятностью 68% попадет на сетку. Близкое значение приводится и в книге [1]. За 6 пролетов частица пролетит $6 \cdot 2 = 12$ см, поэтому можно принять эффективную длину свободного пробега в камере лампы $\ell = 12$ см.

Доля ионизованных частиц составила 0,03.

3.3. Моделирование эффективности источника ионов

Проведено численное моделирование методом Монте-Карло доли вылетевших частиц ($\sim 2,5$ %), это значение с хорошей точностью совпало с оценкой, полученной с помощью телесного угла ($\sim 2,7$ %). Моделирование методом Монте-Карло было выполнено следующим образом:

В модели объем лампы представлен цилиндром, как показано на рисунке:

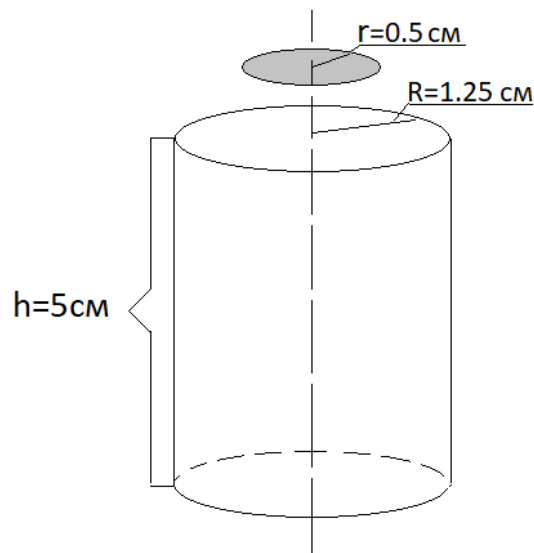


Рис. 7. Модель объема.

Диск радиуса r это область вылета частиц из объема лампы. Расстояние l между торцом цилиндра и диском r составляет 1 см. Введем систему координат (x,y,z) с осью z , совпадающей с осью симметрии рассматриваемого цилиндра h . Предположим, что

1. Вероятность рождения в любой точке цилиндра h одинаковая.
2. Родившаяся частица рассеивается равномерно в 4π .
3. Введем функции $f_1(R,r,x_i,z_j)$ и $f_2(r,z_i)$, которые для каждой итерации i и j генерируют псевдослучайные, не зависящие друг от друга числа n_1 и n_2 , в интервале $(-\pi,\pi)$ и сравнивают с областью попадания, то есть с некоторыми интервалами углов α_k , которые определяются следующим образом.

Как видно из рисунка выше, область вылета частиц представляет собой диск r , но для удобства моделирования была взята область, ограниченная углами α_k , как показано на рисунке ниже:

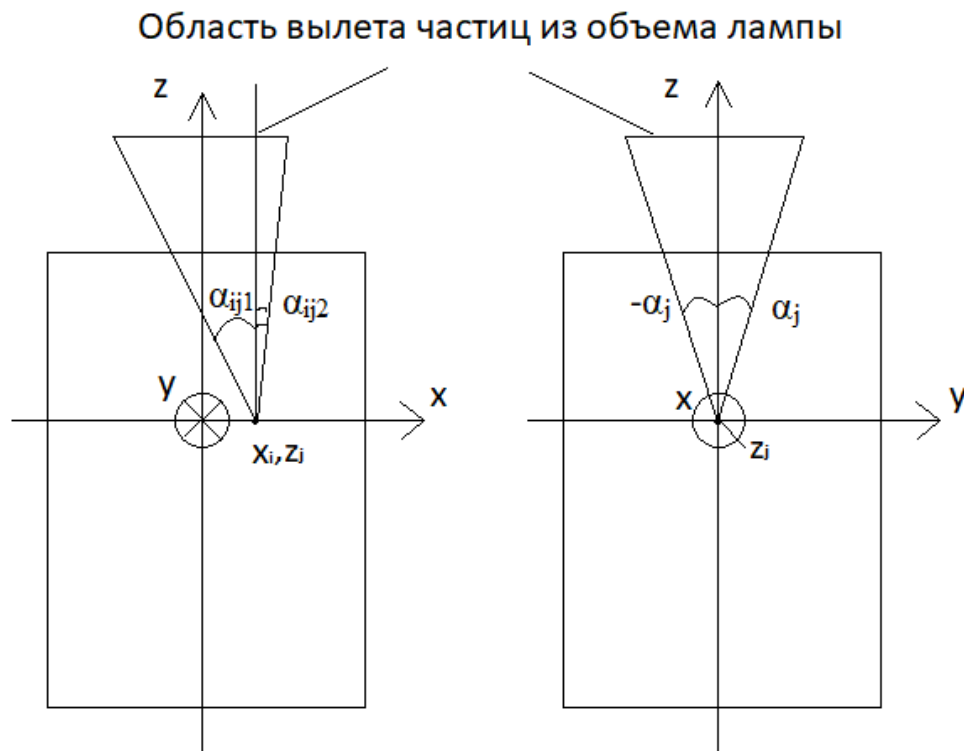


Рис. 8. Моделирование объема лампы Байарда-Альперта.

Интервалы углов определялись из геометрических соображений:

$$\alpha_{ij1} = -\arctg((r+x_i)/(l+z_j)),$$

$$\alpha_{ij2} = -\arctg((r-x_i)/(l+z_j)),$$

$$\alpha_j = \arcsin(r/(l+z_j)), i, j=0, \dots, 1000.$$

Таким образом, углами вырезается квадрат, его площадь подбиралась так, чтобы быть равной площади диска r . Далее, в случае попадания частицы (т.е. при выполнении совместного условия для каждой из функций: $\alpha_{ij1} < n_1 < \alpha_{ij2}$ и $\alpha_j < n_2 < \alpha_j$) выдается 1, иначе 0. Все успешные исходы суммируются, и эта сумма делится на полное количество итераций. Полученный результат умножается на 2π , чтобы учесть полный объем. Таким образом, было найдено, что доля вылетевших частиц составляет $\sim 2,5\%$. С другой стороны, была проведена оценка с привлечением телесного угла [7]:

$$\Omega(H, L, R, r) = 2\pi + 2 * H/L * ((r-R)/(r+R)) \Pi(\alpha^2, k) - K(k), r < R,$$

$$\Omega(H, L, R, r) = 2 * H/L * ((r-R)/(r+R)) \Pi(\alpha^2, k) - K(k), r > R,$$

где $\Pi(\alpha^2, k)$ и $K(k)$ полные нормальные эллиптические интегралы Лежандра 1-го и 3-го рода. Величина, полученная в оценке, составляет $2,7\%$.

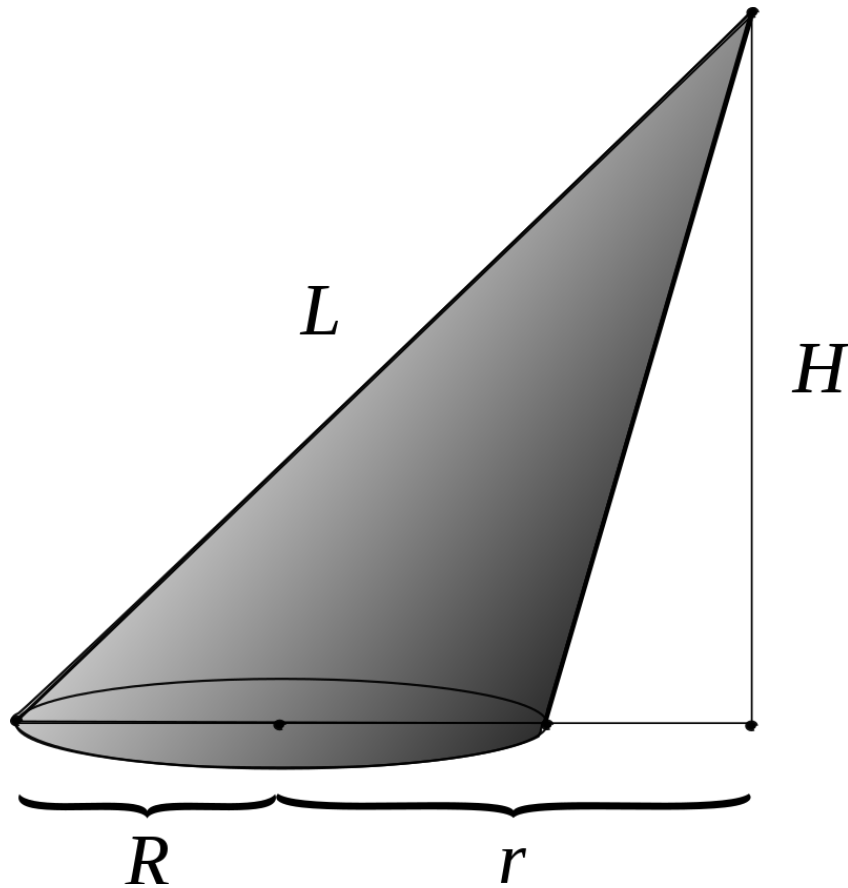


Рис. 9. К определению телесного угла.

Ионы двигаются вдоль силовых линий, поэтому важно иметь представление о распределении силовых линий на пути следования ионов. Оценка доли частиц, вылетевших с торцевой поверхности лампы Байярда-Альперта в сторону ускоряющей системы, была проведена с помощью построения картины силовых линий по следующему алгоритму. В модели торец лампы Байярда-Альперта, откуда эмитируются частицы, представлен диском, радиусом $r=1,25$ см, а ускоряющая система – диском, радиусом 4 см. Зная поле от диска [8], и воспользовавшись принципом суперпозиции, можно определить поле в пространстве. В пакете Wolfram Mathematica 11.3 была построена следующая картина силовых линий:



Рис. 10. Картина силовых линий.

Из полученной картины можно оценить расхождение пучка вылетающих из торца лампы частиц. Из рисунка видно, что расхождение незначительное. Следовательно, можно с хорошей точностью утверждать, что линии напряженности электрического поля, выходящие из аксиально-симметрично расположенного круга $D=1\text{ см}$ (и соответственно частицы, двигающиеся вдоль этих линий) с торца лампы отображаются на сетку ускоряющей системы без значительных изменений.

Для определения тока ионов из лампы воспользуемся характерным значением мощности в эксперименте 60 Вт, приложенных на катод лампы. Исходя из полученной ранее зависимости тока эмиссии электронов от мощности на катоде, (рис. 3) найдем значение тока: $I_e=10\text{ мА}$. С учетом эффективности ионизации электронами ($n_i/n_e=0.03$) и доли вылетевших частиц, (2,5 %) получим значение тока ионов из лампы: $I_i=I_e*0.03*0.025=7,5\text{ мкА}$.

3.4. Моделирование газовых условий в источнике

3.4.1. Численная оценка

Для численной оценки можно представить объем источника, как показано на рисунке ниже:

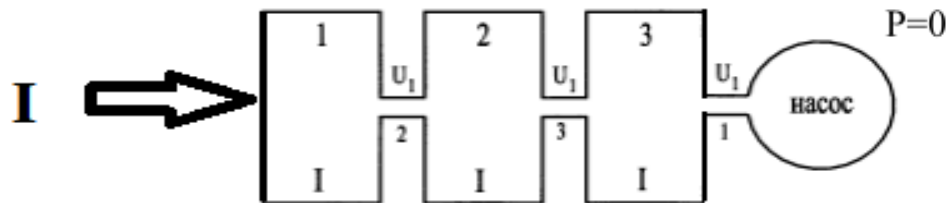


Рис.11. Условная схема камеры.

Начальный поток I в камеру 1 равен $2\text{SCCM}=3,2 \cdot 10^{-3} \text{ Па} \cdot \text{м}^3/\text{с}$. Далее воспользуемся формулой, для определения перепада давления в трубе[4]:

$$P_1 - P_2 = I/U,$$

где $U = 121\alpha d^3/l$, $\text{м}^3/\text{с}$ – проводимость, зависит от геометрии объёма камеры. α – коэффициент Клаузинга, зависит от соотношения l/d , l – длина камеры, d – ее диаметр.

Рассмотрим камеру №3 (рис. 11). Размеры камеры: $l=18,5 \text{ см}$, $d=8 \text{ см}$, считаем, что давление возле торца, у которого располагается трубка, ведущая к турбомолекулярному насосу $P=0$. Также считаем поток в камере $I=2\text{SCCM}=3,2 \cdot 10^{-3} \text{ Па} \cdot \text{м}^3/\text{с}$. В результате, найдем давление в камере 3:

$$U = 121 \cdot 0,3146 \cdot (0,08)^3 / 0,185 = 0,11 \text{ [м}^3/\text{с]}, \text{ проводимость камеры 3.}$$

$$P_3 = I/U = 3,2 \cdot 10^{-3} \text{ [Па} \cdot \text{м}^3/\text{с]} / 0,11 \text{ [м}^3/\text{с]} = 2,8 \cdot 10^{-4} \text{ [мбар]}$$

Значения давлений в камере 1 и 2 составили $P=1,8 \cdot 10^{-3} \text{ мбар}$ и $P=1,2 \cdot 10^{-2} \text{ мбар}$ соответственно.

3.4.2. Численное моделирование

Численное моделирование распределения давления в камере было проведено с использованием программы Molflow, который представляет собой симулятор, основанный на методе Монте-Карло, и предназначенный для расчета профилей давления и проводимости в сверхвысоком вакууме.

В программе рассматривается молекулярное, то есть бесстолкновительное движение частиц, длина свободного пробега молекул в характерном диапазоне давлений выше характерной длины вакуумных камер. Испускаемые и отраженные частицы имеют равномерное распределение по направлениям. Ниже представлен алгоритм, в виде блок-схемы, по которому работает программа.

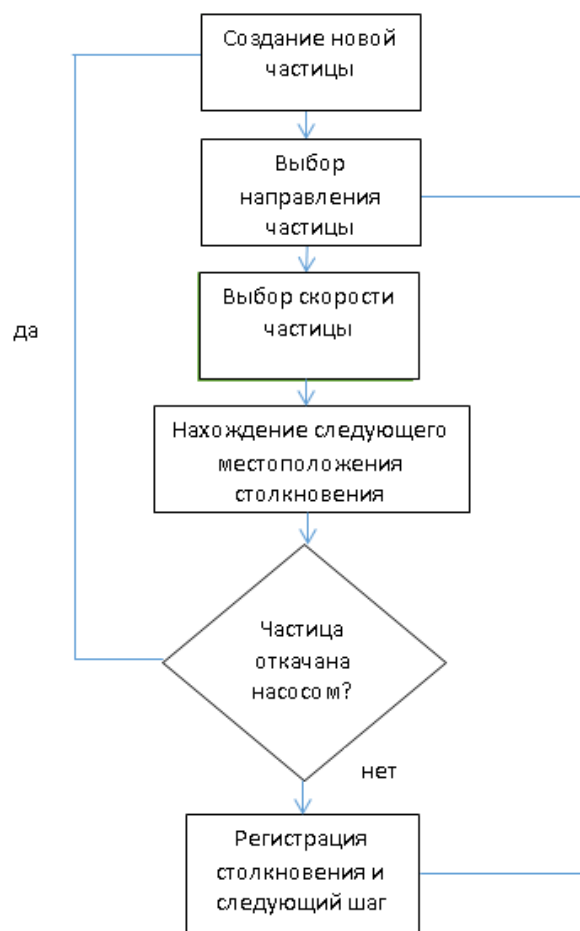


Рис. 12. Блок-схема работы программы.

Для расчёта давления в камере была построена 3d – модель установки в программе Компас-3D.

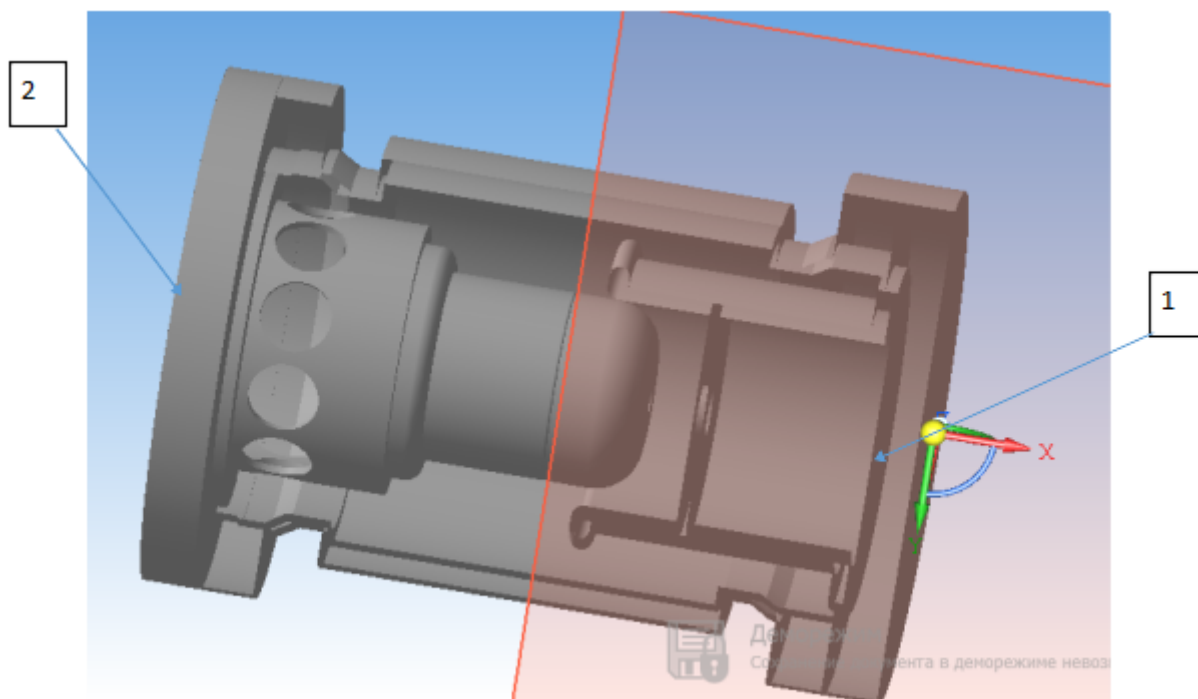


Рис. 13. 3d-модель установки в разрезе.

Поток в камеру был принят равным: $I = 3,2 \cdot 10^{-2}$ мбар*л/с = 2sccm, поток создавался поверхностью элемента установки (1 на рис. 13) коэффициент прилипания равен 1, для расчёта был задан на торцевой поверхности (2 на рис. 13). Коэффициентом прилипания определяется откачка, равенство единице означает, что все частицы, попадающие на поверхность, поглощаются этой поверхностью. Расчёт был проведен для водорода. Количество частиц при расчете - $1,5 \cdot 10^5$, размер ячейки сетки: 1см x 1см. Продольный профиль давления вычислялся в плоскости, лежащей на оси симметрии установки.

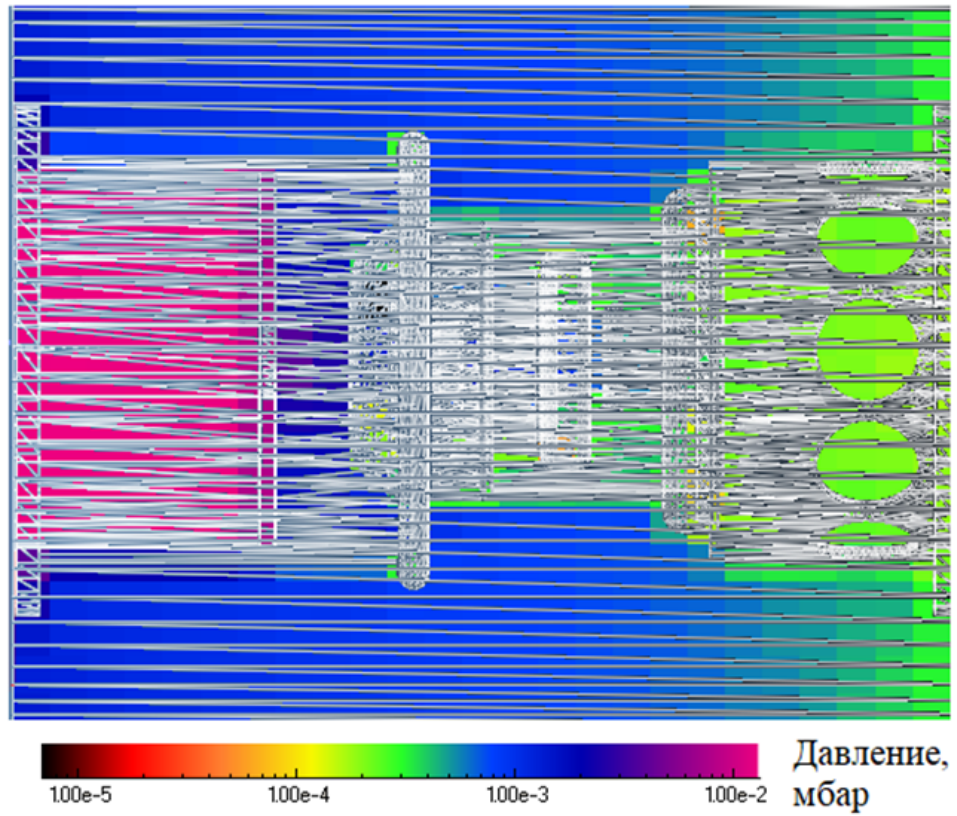


Рис. 14. Распределение давления в камере.

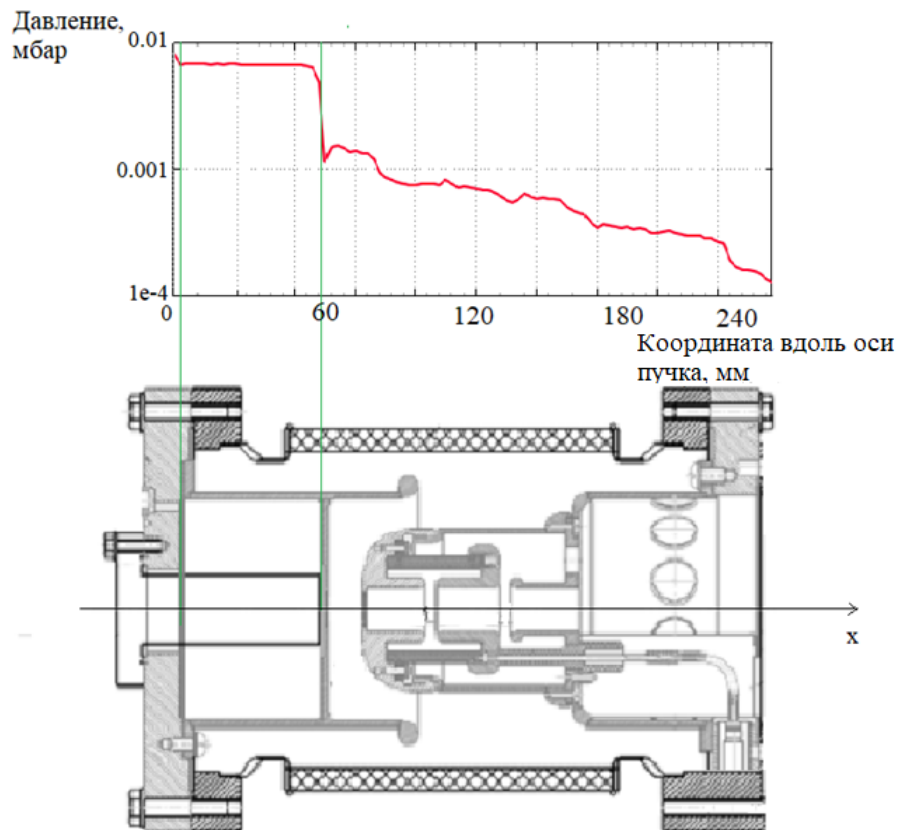


Рис. 15. Профиль давления остаточного газа в камере источника.

Сравнение давления, полученного численно, в моделировании и в измерениях показало хорошее согласие: моделирование показало в области, вблизи измерителя вакуума давление $\sim 10^{-3}$ мБар, что согласуется с показаниями, выполненными датчиком давления $4 \cdot 10^{-3}$ мБар. Сравнение значений давления, выполненных теоретически, также хорошо согласуется со значениями, выполненными при моделировании:

$$1) P_{\text{теор.}} = 1,2 \cdot 10^{-2} \text{ мБар}; P_{\text{модель}} \sim 10^{-2} \text{ мБар.}$$

$$2) P_{\text{теор.}} = 1,8 \cdot 10^{-3} \text{ мБар}; P_{\text{модель}} \sim 10^{-3} \text{ мБар.}$$

$$3) P_{\text{теор.}} \sim 2,8 \cdot 10^{-4} \text{ мБар}; P_{\text{модель}} \sim 10^{-4} \text{ мБар.}$$

3.5. Транспортировка пучка

Чтобы определить количественный состав пучка на выходе, можно рассмотреть задачу о прохождении пучка с плотностью n_1 , сечением S и скоростью частиц в пучке v через газ с плотностью n_2 . Число частиц пучка, взаимодействующих с атомами газа, в слое толщиной dz в единицу времени:

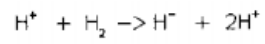
$$Sdz \frac{dn_1}{dt} = - \sigma n_1 v n_2 Sdz ,$$

Решением этого уравнения будет:

$$n_1 = n_0 \exp(-n_2 \sigma z),$$

где n_0 – концентрация частиц пучка при входе пучка в газ.

Таким образом, отношение концентраций зависит от концентрации остаточного газа, сечения взаимодействия и длины прохождения пучка.



Cross Section vs. Energy

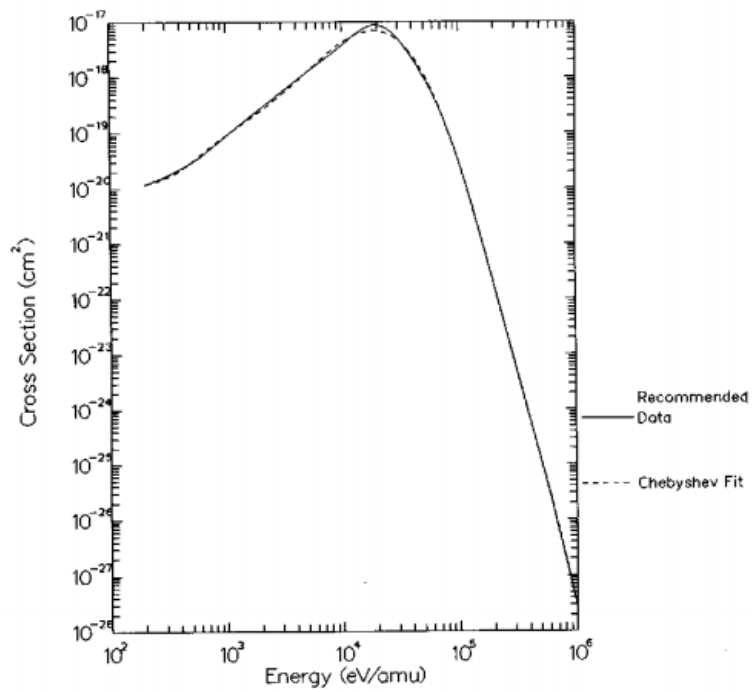


Рис. 16. Сечение взаимодействия протона на молекуле водорода

Cross Section vs. Energy

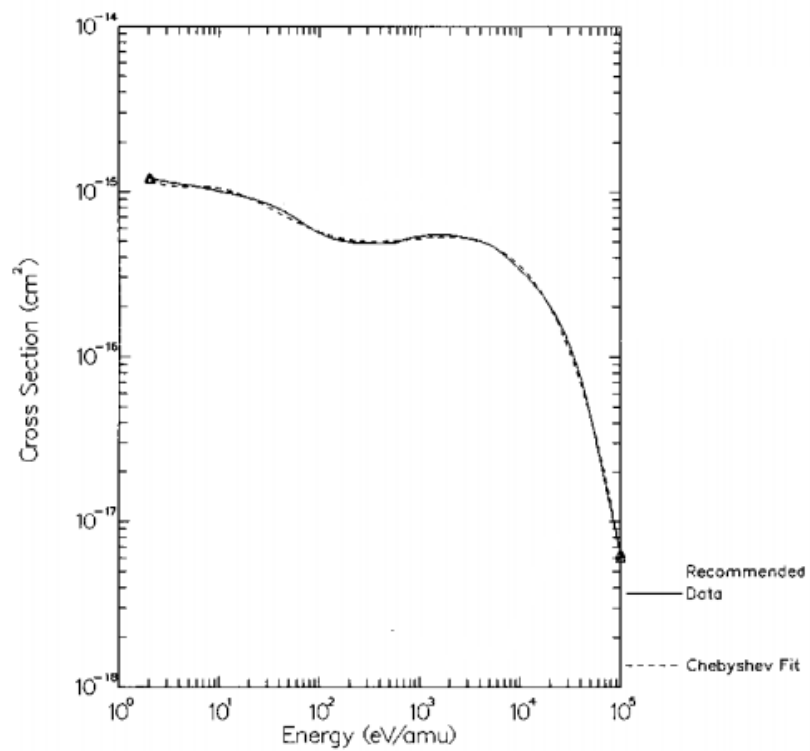
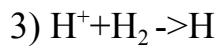
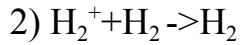
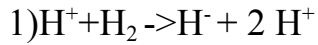


Рис. 17. Сечение взаимодействия иона H_2^+ на молекуле водорода.

Для определения элементного состава пучка на выходе были рассмотрены следующие процессы при энергии частиц в пучке 5, 10, 15, 20, 30, 40 и 50 кэВ:



И был вычислен следующий интеграл:

$$\sigma \int n(l) dl,$$

где σ – сечение процесса, зависящее от энергии в пучке, $n(l)$ – концентрация остаточного газа в камере, рассчитанная в программе Molflow, l – длина камеры.

Результат вычислений представлен на рисунке ниже:

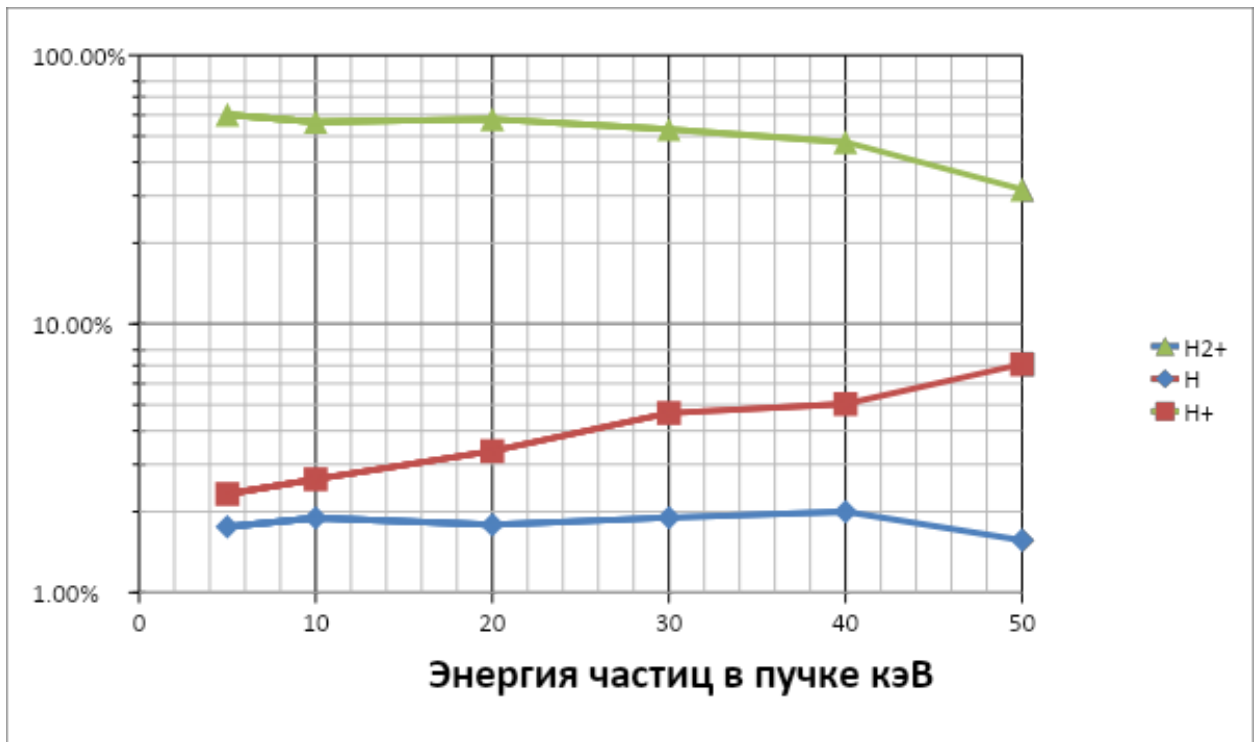


Рис. 18. Зависимость доли частиц в пучке после прохождения объема установки от энергии.

4. Экспериментальное изучение работы источника

Источник подготовлен для экспериментального изучения на стенде и представлен на рис. 19, где цифрами обозначено:

1. Источник ионов
2. Mass-flow-контроллер
3. Турбомолекулярный насос
4. Форвакуумный насос
5. Приемник заряженных частиц, установленный на вводе движения

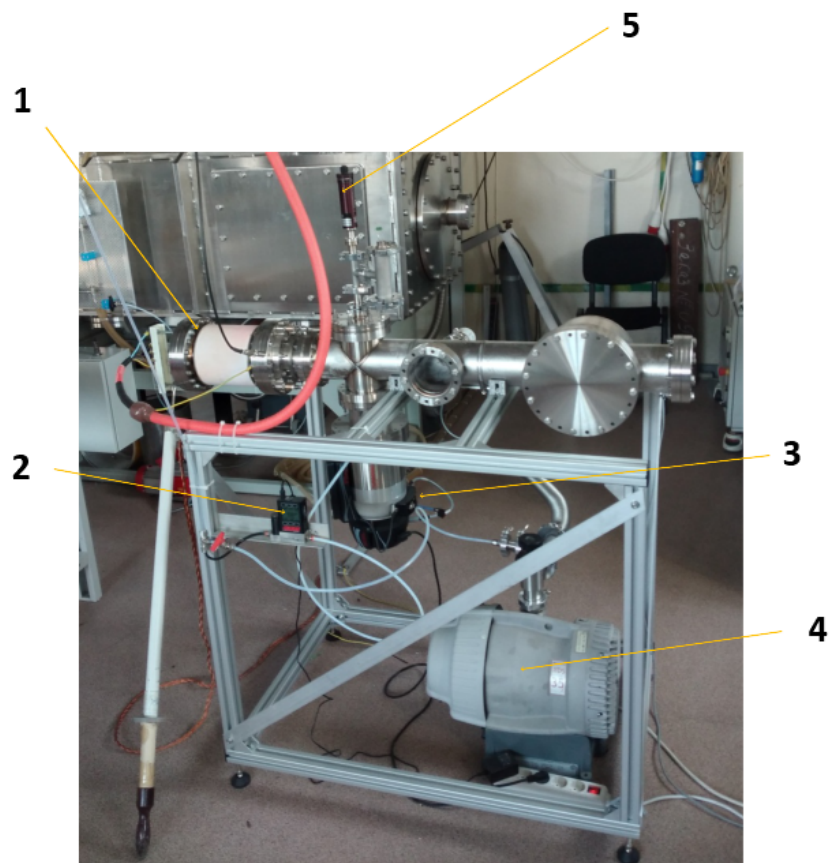


Рис. 19. Общий вид экспериментального стенда.

Проведены две серии экспериментов с разными приемниками пучка. В первой серии экспериментов в качестве приемника заряженных частиц (5 на рис. 19) использовался диск из нержавеющей стали, диаметром 1 см. Диск расположен на вакуумном вводе движения, таким образом, можно смещать его в вертикальной плоскости. Подводящий к диску провод экранирован, чтобы избежать накопления заряда на поверхности проводов, и заземлен через измерительный шунт. Измерение тока проводилось с помощью вольтметра на точном сопротивлении номиналом 100 кОм.

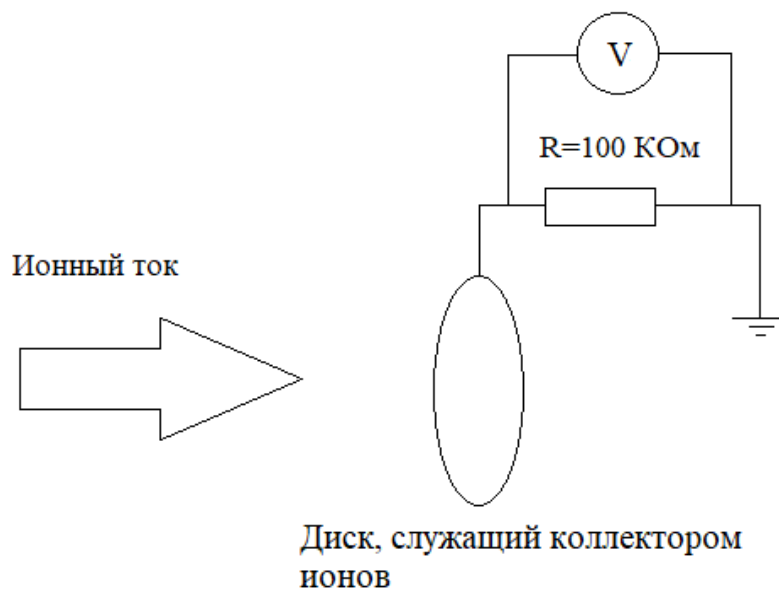


Рис.20. Схема измерения ионного тока.

Были проведены измерения по определению зависимости:

1. Тока коллектора от тока накала лампы.
2. Плотности тока пучка от координаты.
3. Тока на коллекторе от напряжения на электростатической линзе.

Результаты измерений приведены на рисунках ниже.

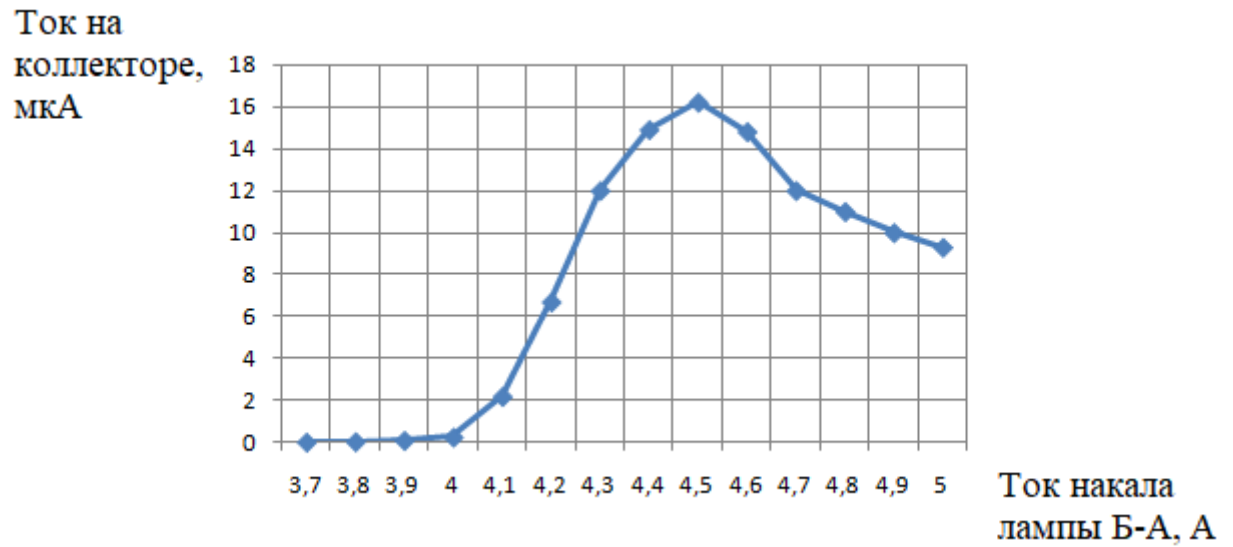


Рис. 21. Зависимость тока коллектора от тока накала.

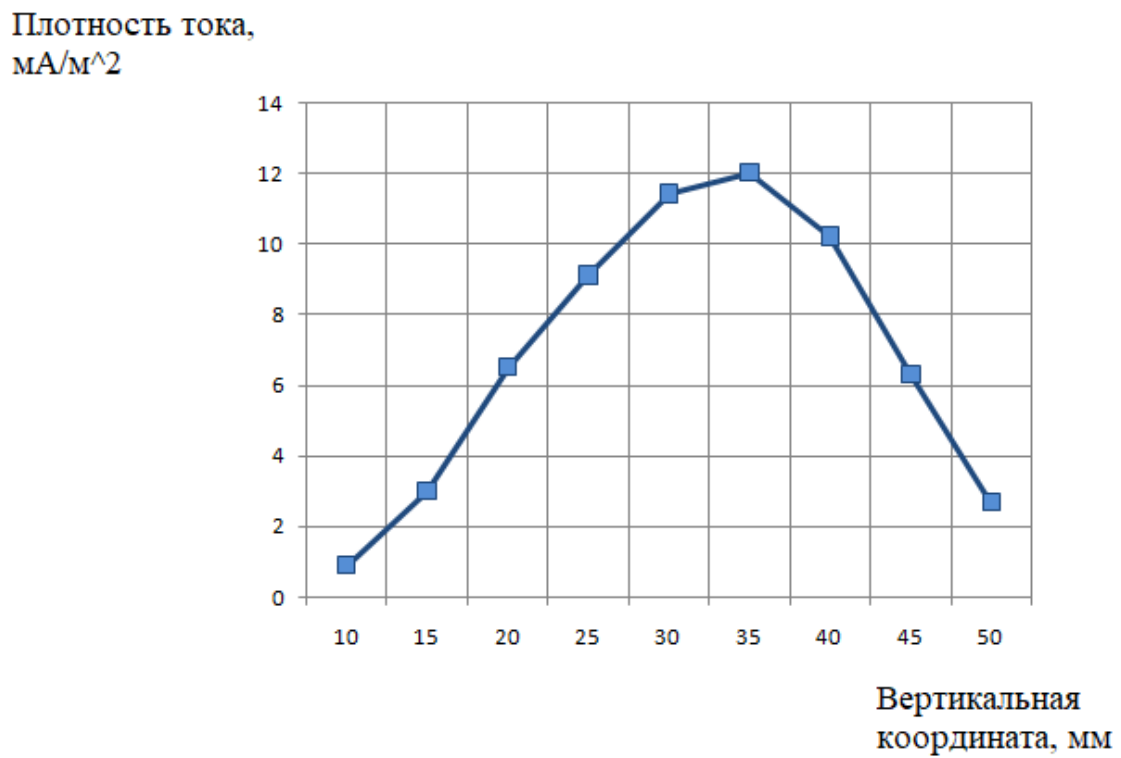


Рис. 22. Зависимость плотности тока пучка от координаты

Ток на коллекторе,
мкА

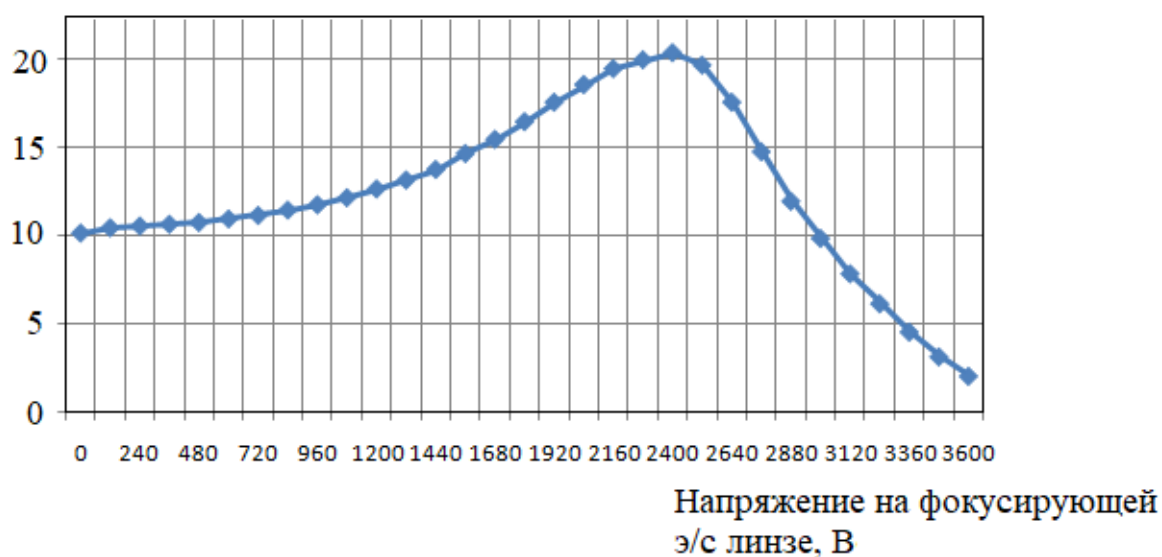


Рис.23. Зависимость тока на коллекторе от напряжения на электростатической линзе

По результатам, полученным из эксперимента можно сделать следующие выводы: при значении тока накала лампы 4,5 А наблюдается максимум тока на коллектор (Рис. 21), такая форма кривой находится в согласии с формулой Ричардсона-Дешмана, выход на максимальное значение объясняется током насыщения, также наблюдается согласие с оценками тока пучка: оценка, как и эксперимент дает значение тока пучка на уровне 10 мкА. Максимум на кривой зависимости тока на коллекторе от напряжения на электростатической линзе также объясняется выходом на ток насыщения. Практически все ионы, покидающие катод, поглощаются коллектором, поэтому дальнейшее увеличение напряжённости поля между катодом и коллектором не может привести к увеличению тока.

Также при помощи сборки цилиндров Фарадея, установленных на вводе движения, был измерен продольный профиль пучка частиц при различных значениях тока на лампе Байярда-Альперта, и напряжения на электростатической линзе. Датчик представляет собой заземленный экран из нержавеющей стали с 5 отверстиями $d=4$ мм, с шагом 1 см, внутри которого

располагаются запирающая вторичные ионы сетка, под потенциалом -24 В относительно земляного потенциала, и 5 цилиндров, соединенных через высокоточные сопротивления, номиналом 100 кОм , с землей. Измерение напряжения осуществлялось с помощью АЦП, и выводилось на компьютер, где по данным значениям строился профиль пучка частиц.

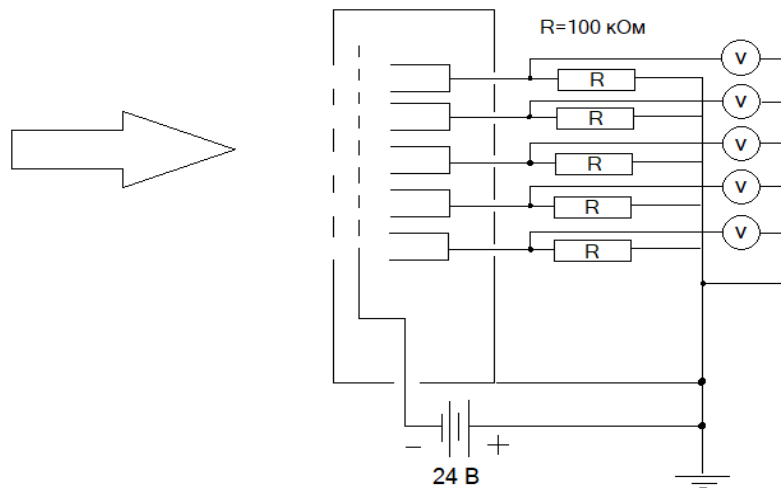


Рис.24. Схема измерения ионного тока.

По результатам измерений были построены зависимости амплитуды пучка частиц с энергией 5 кэВ от тока накала лампы Байарда-Альперта и зависимость радиуса пучка с энергией 15 кэВ от напряжения на электростатической линзе. Данные зависимости представлены на рисунках ниже.

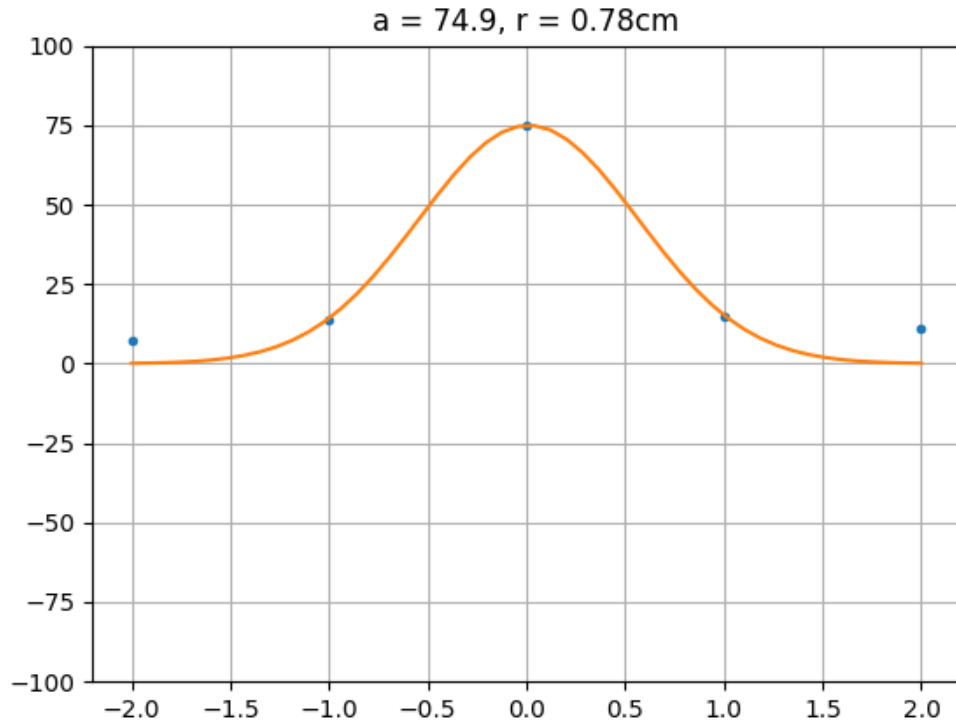


Рис. 25. Характерный профиль пучка частиц.

На основе профилей пучка частиц при различных параметрах источника были построены зависимости амплитуды пучка от тока на нити накала и радиуса пучка от напряжения на электростатической линзе. Отличие крайних точек профиля от нуля, (Рис. 25) может объясняться наличием в пучке разных видов ионов, при диссоциации молекулы водорода, получившиеся частицы могут приобрести дополнительный поперечный импульс.

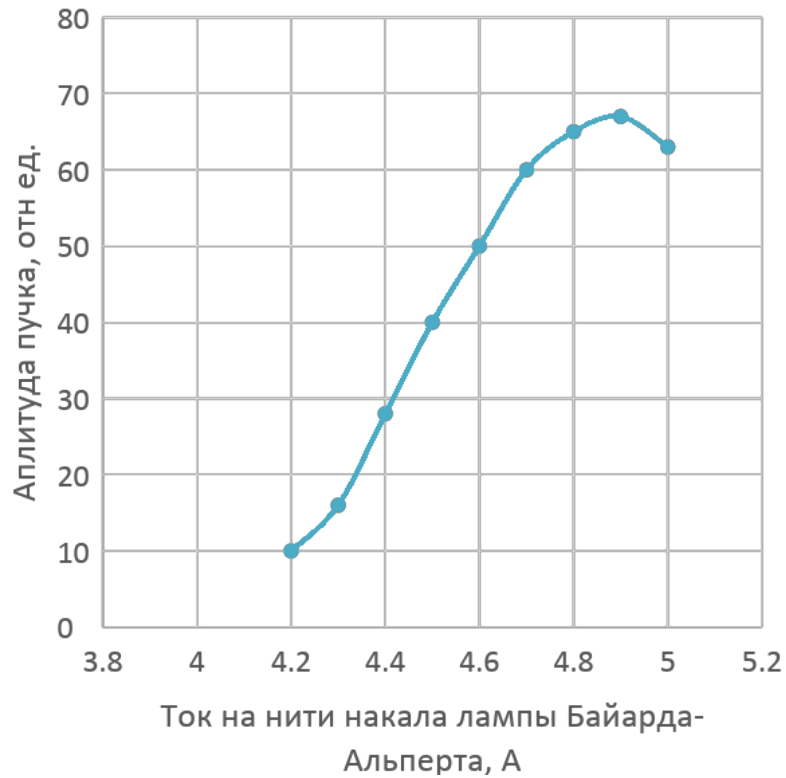


Рис. 26. Зависимость амплитуды пучка частиц с энергией 5 кэВ от тока накала лампы Байярда-Альперта.

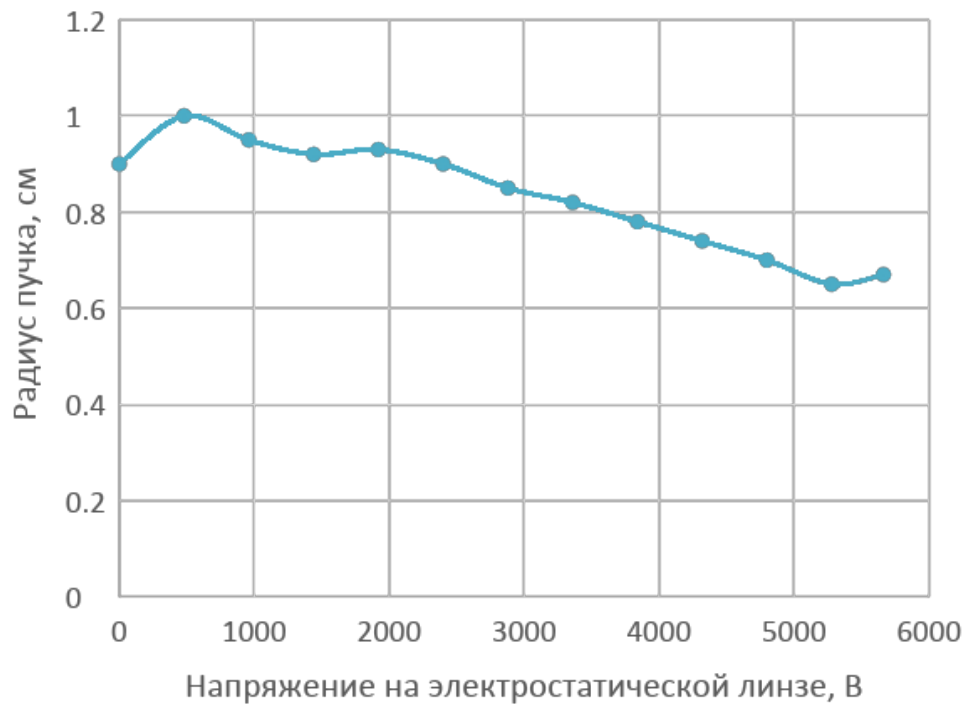


Рис. 27. Зависимость радиуса пучка с энергией 15 кэВ от напряжения на электростатической линзе.

5. Заключение

В результате проделанной работы были получены оценки параметров источника: зависимости тока эмиссии с катода от приложенной мощности, эффективности ионизации водорода электронами, проведено численное моделирование эффективности источника ионов, проведена оценка и моделирование: доли частиц, вылетевших с торцевой поверхности лампы Байярда-Альперта в сторону ускоряющей системы, перезарядки пучка на остаточном газе. Приведенные в работе оценки и модели позволяют судить о параметрах пучка, таких как ток пучка, его элементный состав. Подготовлен стенд для экспериментального изучения и проведены измерения: зависимости амплитуды пучка частиц от тока, подаваемого на нить накала лампы Байярда-Альперта, зависимости амплитуды пучка частиц от напряжения на электростатической линзе, распределения плотности тока перпендикулярно оси пучка. Данные измерения позволяют судить об оптимальных параметрах установки.

6. Список литературы

- [1] Востров Г.А. «Вакууметры». Издательство «Машиностроение», Ленинград, 1997;
- [2] База данных ALADDIN: <http://www.amdis.iaea.org>
- [3] Браун Я. Физика и технология источников ионов, Москва Мир 1998; стр 496.
- [4] Персов Б. З. Расчёт и проектирование экспериментальных установок, Москва, 2006, стр. 127, 128.
- [5] М.Д. Габович, Физика и техника плазменных источников ионов, Атомиздат, 1972.
- [6] Потери ионов вследствие перезарядки на остаточном газе в камере циклотрона. О. В. Карамышев, Г. А. Карамышева, Г. М. Скрипка
- [7] F, Paxton. Solid Angle Calculation for a Circular Disk, Nuclear Power Department, Research Division, Curtiss-Wright Corporation, Quehanna, Pennsylvania, 1958
- [8] Ландау Л.Д Лифшиц Е.М. том 8, стр. 44.
- [9] C.F. Barnett ONRL Atomic Data for Fusion Volume 1 Oak Ridge National Laboratory, 1990.
- [10] H.Tawara, Y. Itikawa. Cross section and related data for electron collisions with hydrogen molecules and molecular ions.